

3.ŠÍRENIE TROPOSFÉRICKÝCH ELEKTROMAGNETICKÝCH VÍLN

3.1.Vlastnosti troposféry

Troposférou nazývame dolnú vrstvu atmosféry, ktorá leží priamo nad zemským povrchom a siaha do výšky 8 až 10 km v oblastiach pólou Zeme, 10 až 12 km v stredných zemepisných šírkach a 16 až 18 km v oblasti rovníka. Zloženie troposféry(percentuálne zastúpenie jednotlivých plynov) nezávisí od výšky. Výnimkou je obsah vednej pary, ktorý závisí od meteorologických podmienok a znižuje sa so zväčšovaním výšky.

Charakteristickým javom vznikajúcim v troposfére je pokles teploty so vzrastajúcou výškou. Vertikálny teplotný gradient má hodnotu 6K/km. Príčinou tohoto poklesu je priehľadnosť troposféry pre slnečné žiarenie. Prakticky všetka slnečná energia prechádzajúca troposférou je pohlcovaná zemským povrchom. Zohriaty povrch Zeme spôsobuje ohrev troposféry, pričom rozhodujúcu úlohu hrá konvekcia tepla. Vrstvy troposféry, ktoré sú v styku so zemským povrchom sa ohrievajú a vystupujú hore, ich miesto zaujímajú chladnejšie vrstvy atď. V dôsledku nerovnomerného rozloženia teploty na povrchu Zeme pritom vznikajú prúdenia vzostupné a zostupné, pričom vznikajú v troposfére víry.

V určitých prípadoch môžu v troposfére vznikajú oblasti, v ktorých teplota vzduchu rastie so zväčšovaním výšky. Tento jav sa nazýva teplotná inverzia. Inverzia môže vznikajú rôznym spôsobom , napr. premiestnením teplého vzduchu teplejších oblastí nad zemský povrch alebo sponad pevniny nad chladnejšie more.

V izotermickej troposfére klesá tlak s výškou podľa vzťahu

$$p = p_0 e^{-\frac{Mg}{RT}H} \quad (7.102)$$

kde p_0 je tlak na hladine mora, $M = 29$ je mólová hmotnosť vzduchu [$kgmol^{-1}$], g – tiažové zrýchlenie [ms^{-2}], $R = 8,31 \cdot 10^3 Jkmol^{-1}K^{-1}$ - univerzálna plynová konštanta, H – nadmorská výška, T - teplota [K].

Šírenie elektromagnetických vln v troposfére závisí do značnej miery od meteorologických podmienok. Ich vplyv sa prejaví ako lom, rozptyl a tlmenie elektromagnetických vln. Pre popis vplyvu meteorologických podmienok na šírenie elektromagnetických vln musíme predovšetkým určiť vzťahy medzi elektrickými a meteorologickými parametrami troposféry.

3.2. Index lomu troposféry

Vznik lomu (refrakcie) je spojený s priestorovými zmenami elektrickej permitivity prostredia, v ktorom sa šíria elektromagnetické vlny. Relatívny index lomu vzduchu sa len málo líši od jednotky (stredná hodnota pri povrchu Zeme je $n = \sqrt{\varepsilon_r} \approx 1,000325$). Ukazuje sa však, že i veľmi malé zmeny indexu lomu troposféry, spojené so zmenou výšky, majú praktický význam. V praxi sa častejšie používa tzv. súčiniteľ lomu N definovaný vzťahom

$$N = 10^6 (n - 1) \quad (7.103)$$

Súčiniteľ lomu závisí od teploty, tlaku a vlhkosti vzduchu

$$N = 10^6 (n - 1) = \frac{77,6}{T} \left(p + \frac{4810e}{T} \right) \quad (7.104)$$

kde e je absolútna vlhkosť vzduchu.

Derivovaním vzťahu (7.104) môžeme vyjadriť výškovú zmenu súčiniteľa lomu vzťahom

$$\frac{dN}{dH} = 77,6 \left[\frac{1}{T} \frac{dp}{dH} - \left(\frac{p}{T^2} + 9620 \frac{e}{T^3} \right) \frac{dT}{dH} + \frac{4810}{T^2} \frac{de}{dH} \right] \quad (7.105)$$

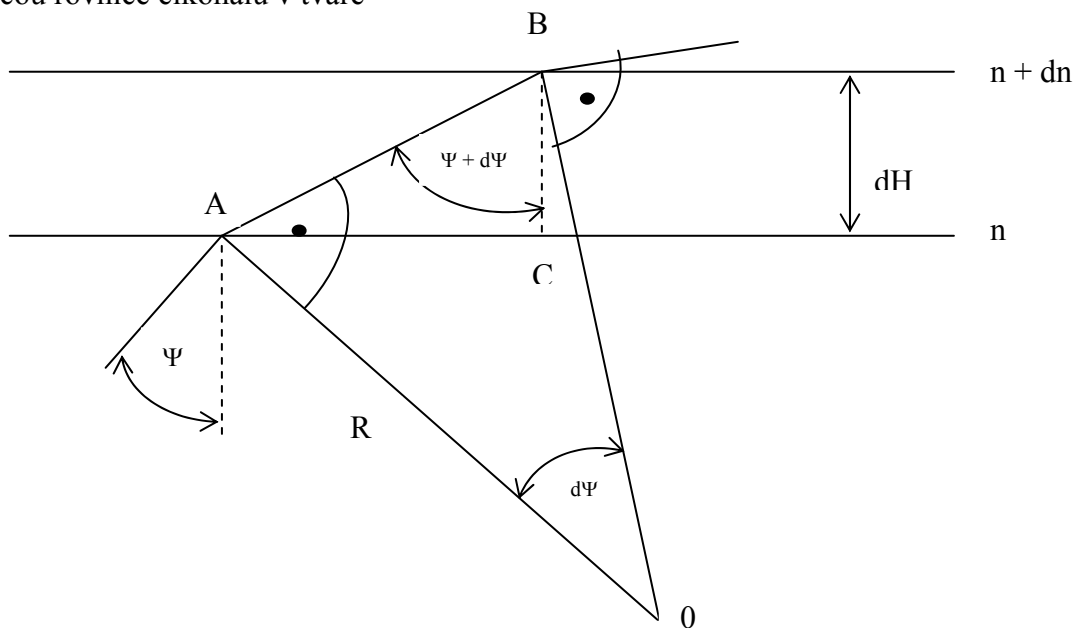
So zväčšovaním výšky tlak klesá a gradient tlaku len málo závisí od meteorologických podmienok. Gradient teploty a gradient vlhkosti sú však citlivé na zmeny meteorologických podmienok a môžu meniť i svoje znamienko (smer) – napr. pri inverzii.

Vzhľadom na značné a časté zmeny meteorologických podmienok matematický popis vplyvu troposféry na šírenie elektromagnetických vln je možný iba za určitých definovaných podmienok. Takáto idealizovaná troposféra sa nazýva štandardná troposféra. Podľa CCIR súčiniteľ lomu štandardnej troposféry je daný vzťahom

$$N(H) = 289e^{-0,136H} \quad (7.106)$$

kde H je nadmorská výška, $[H] = km$.

Pretože súčiniteľ lomu závisí od výšky H , trajektórie lúčov elektromagnetických vln v priblížení geometrickej optiky nie sú priamky. Ich tvar možno vo všeobecnosti určiť pomocou rovnice eikonálu v tvare



Obr. 7.22. Určenie polomeru krivosti lúča

$$\left| \vec{\nabla} A \right| = n \quad (7.107)$$

Polomer zakrivenia trajektórie však môžeme určiť aj jednoduchšie, ak predpokladáme, že troposféra sa skladá z rovinných vrstiev s konštantnými N . Uvažujme dve také vrstvy vzdialené dH (obr. 7.22). Index lomu dolnej vrstvy je n , hornej $n + dn$. Lúč dopadajúci na dolnú vrstvu pod uhlom φ zmení na dráhe dH svoj smer, takže na hornú dopadne pod uhlom $\varphi + d\varphi$. Hľadaný polomer krivosti môžeme potom vyjadriť v tvare

$$R_K = \frac{\overline{AB}}{d\varphi} \quad (7.108)$$

Z trojuholníka ABC dostaneme

$$\overline{AB} = \frac{dH}{\cos(\varphi + d\varphi)} \approx \frac{dH}{\cos \varphi} \quad (7.109)$$

Potom

$$R_K = \frac{dH}{\cos(\varphi) d\varphi} \quad (7.110)$$

Podľa Snellovho zákona lomu pre každé rozhranie platí

$$n \sin \varphi = (n + dn) \sin(\varphi + d\varphi) \quad (7.111)$$

Vzťah (7.111) môžeme upraviť na tvar

$$n \sin \varphi \approx n \sin \varphi + n \cos \varphi d\varphi + \sin \varphi dn \quad (7.112)$$

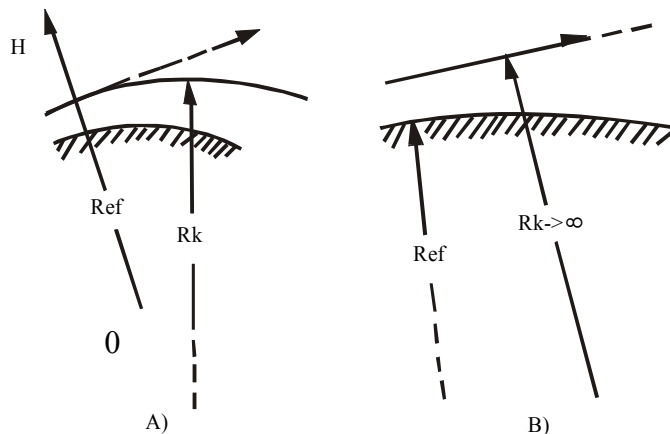
kde sme zanedbali členy u druhej mocniny diferenciálov. Zo vzťahu (7.112) vyjadríme súčin $\cos \varphi d\varphi$ a dosadíme do vzťahu (7.110). Potom

$$R_K = - \frac{n}{\frac{dn}{dH} \sin \varphi} \quad (7.113)$$

Vo vzťahu (7.113) bez podstatného vplyvu na presnosť výpočtu môžeme predpokladať $n \approx 1$. Okrem toho pre malé elevačné uhly $\gamma = (\pi/2 - \varphi) \rightarrow 0$ platí $\sin \varphi \approx 1$. Potom

$$R_K \approx - \frac{1}{\frac{dn}{dH}} = - \frac{10^6}{\frac{dN}{dH}} \quad (7.114)$$

Zo vzťahu (7.114) vidíme, že polomer krivosti lúča nezávisí od absolútnej hodnoty indexu lomu, ale závisí od jeho prírastku so zmenou výšky. R_K môže byť kladné len vtedy, keď index lomu s narastajúcou výškou klesá, t. j. $dn/dH < 0$. Takéto zakrivenie lúča sa nazýva kladná refrakcia a je znázornené na obr. 7.23. Čiarkovane je znázornená priamková trajektória, ktorá zodpovedá priblíženiu homogénneho prostredia ($n = \text{konšt.}$). Kladná refrakcia efektívne zväčšuje oblasť priamej viditeľnosti antén.



Obr.7.23.Kladná refrakcia nad skutočným zemským povrchom(A) a nad zemským povrchom s efektívnym polomerom krivosti(B)

Vplyv troposférického lomu na šírenie elektromagnetických vln možno zahrnúť do interferenčných vzťahov a v niektorých prípadoch i do difrakčných vzťahov odvodených v kap.7.2 zavedením tzv. efektívneho polomeru Zeme R_{ef} (obr.7.23b). Efektívny polomer krivosti Zeme možno použiť vtedy, keď gradient indexu lomu nazávidí od výšky t . j.

$$\frac{dn}{dH} = konst. \quad (7.115)$$

relatívne zakrivenie lúča a zemského povrchu je definované ako $(1/R) - (1/R_k)$ preto pre efektívny polomer R_{ef} musí platiť

$$\frac{1}{R} - \frac{1}{R_k} = \frac{1}{R_{ef}} - \frac{1}{\infty} \quad (7.116)$$

potom

$$R_{ef} = \frac{R}{1 - \frac{R}{R_k}} \quad (7.117)$$

Ak dosadíme do vzťahu(7.117) vzťah (7.114), dostaneme

$$R_{ef} = \frac{R}{1 - R \frac{dN}{dH} 10^6} \quad (7.118)$$

Pre štandardnú troposféru platí

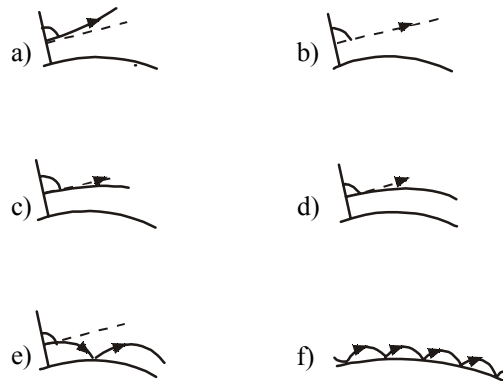
$$R_k \approx \frac{10^6}{4 \cdot 10^{-2}} = 25000 km \quad (7.119)$$

$$R_{ef} \approx 8500 km \quad (7.120)$$

$$k = \frac{R_{ef}}{R} \approx \frac{4}{3} \quad (7.121)$$

podľa gradientu(dn/dH) rozlišujeme niekoľko základných druhov troosférického lomu:

1. Záporný lom (označenie A) nastáva pre $(dN/dH) > 0$ (obr.7.24a). Lúč sa odchyľuje od povrchu Zeme, dochádza k zmenšeniu priamej viditeľnosti antén; $R_{ef} < R$; $R < 0$.



Obr. 7.24. Základné druhy troposférického lomu: záporný lom (a), nulový lom (b), kladný lom (c), kritický lom (d), superrefrakcia (e, f)

2. Nulový lom (označený B) nastáva pre $(dN/dH) = 0$ (obr.7.24b). Lúč sa šíri po priamke, priama viditeľnosť antén sa nemení; $R_{ef} = R$; $R = 0$.

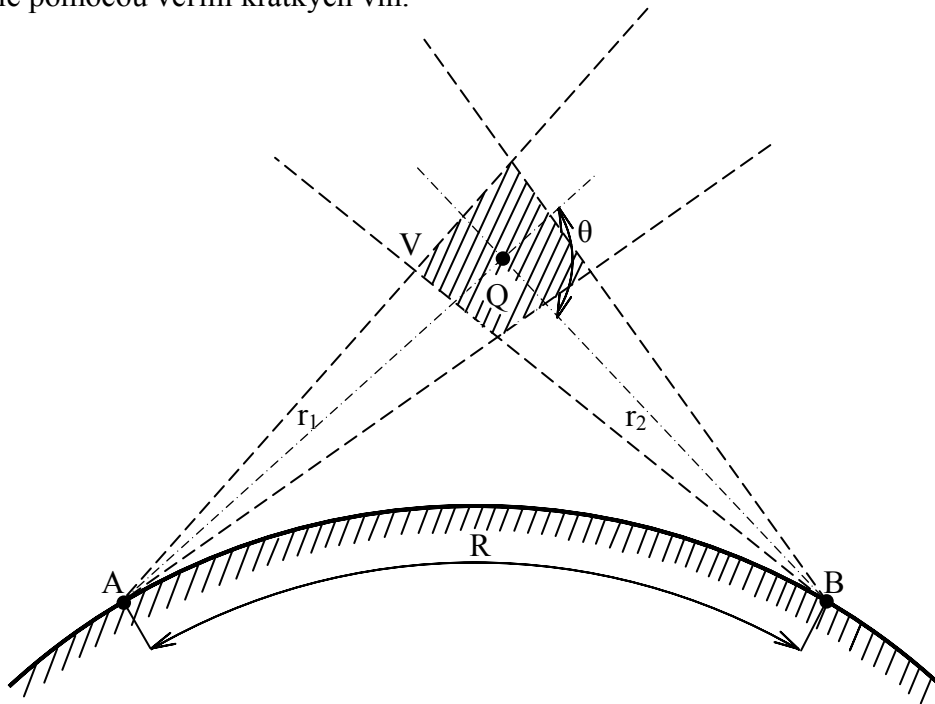
3. Kladný lom (označenie C) nastáva pre $(dN/dH) < 0$ (obr.7.23a,7.23c). Lúč sa "prichyľuje" k povrchu Zeme, priama viditeľnosť antén sa zväčšuje; $R_{ef} > R$; $R > 0$.

4. Kritický lom (označenie C_4) nastáva pre $(dN/dH) = -0,157$. Lúč kopíruje zakrivenie zemského povrchu; $R_{ef} = \infty$; $R = 6,37 \cdot 10^6 m$.

5. Superrefrakcia (označenie C_5) nastáva pre $(dN/dH) < -0,157$. Príčinou jej vzniku je najčastejšie teplotná inverzia. Lúč sa vracia späť k zemskému povrchu a mnohonásobne sa od neho odráža (obr.7.24d,e), t.j. elektromagnetická vlna sa šíri tzv. vlnovodovým kanálom; $R_{ef} < 0$; $R < 6,37 \cdot 10^6 m$. Superrefrakcia umožňuje šírenie elektromagnetických vln na veľké vzdialenosti (ďaleko za oblasť priamej viditeľnosti). Praktické využitie tohoto spôsobu šírenia je však obmedzené pre jeho zriedkavý výskyt. Môže však byť príčinou rôznych rušení diaľkovým príjmom.

3.3. Rozptyl elektromagnetických vln v troposfére

Praktické skúsenosti ukazujú, že v troposfére existujú chaotické turbulentné prúdenia vzduchu. Tieto prúdenia majú vplyv na lokálny súčiniteľ lomu, takže závislosť súčiniteľa tlmenia od výšky (tzv. profil súčiniteľa tlmenia) vykazuje fluktuácie. Tieto fluktuácie sú príčinou rozptylu elektromagnetických vln šíriacich sa v troposfére, ktorý umožňuje diaľkové spojenie pomocou veľmi krátkych vln.



Obr. 7.25 Šírenie elektromagnetických vln troposférickým rozptylom

Predpokladajme, že vysielač a prijímač sú umiestnené v bodoch A a B v blízkosti zemského povrchu (obr. 7.25). Označme V tú časť troposféry, ktorá je viditeľná súčasne z bodov A, B a ktorá sa zúčastňuje na procese vzniku rozptýlenej vlny. Každý element objemu vnútri oblasti V ožiarený vysielačom sa stáva sekundárnym zdrojom žiarenia. Energia dopadajúca na prijímač je výsledkom pôsobenia všetkých sekundárných zdrojov v objeme V. hustota toku energie v bode Q vnútri objemu V je popísaná vzťahom

$$S_Q = \frac{P_m}{4\pi r_1^2} \quad (7.122)$$

kde P_m je ekvivalentný výkon vyžiarený v smere bodu Q, r_1 - vzdialenosť vysielačnej antény od bodu Q ($r_1 = AQ$). Označme $o(\Theta)$ plochu rozptyľujúcu energiu v smere prijímačnej antény elementu troposféry dV so stredom v bode Q. Potom hustota toku energie vytvorená týmto elementom v bode B je

$$dS_B = \frac{P_m o(\Theta)}{(4\pi r_1 r_2)^2} dV \quad (7.123)$$

kde $r_2 = QB$ je vzdialenosť bodu Q od prijímačnej antény. Výkon dodávaný prijímačnej anténe elementom objemu v bode Q vypočítame ako súčin hustoty toku energie dS_B a efektívnej plochy prijímačnej antény A_2

$$dP_2 = \frac{P_m A_2 o(\Theta)}{(4\pi r_1 r_2)^2} dV \quad (7.124)$$

Pre výpočet výkonu dodávaného prijímacej antény celým objemom V je potrebné vzťah (7.124) integrovať. Ak je smerovosť antény veľká (a v praxi sa stretávame najčastejšie s takýmto prípadom), potom môžeme pre všetky body Q predpokladať

$$r_1 = r_2 = \frac{R}{2} \quad (7.125)$$

t. j. predpokladať, že plocha $o(\Theta)$ sa nemení. Okrem toho ekvivalentný výkon vyžarovaný vysielačou anténou je približne rovnaký pre celý objem V a rovná sa súčinu výkonu vysielača P_V a energetického zisku G_1 . Podobne môžeme predpokladať, že sa nemení ani efektívna plocha prijímacej antény. Ak vyjadríme plochu A_2 pomocou energetického zisku prijímacej antény G_2 , dostaneme pre výkon dodávaný do prispôbeného prijímača

$$P_2 = \frac{P_N G_1 G_2 \lambda^2 V o(\Theta)}{4\pi^3 R^4} \quad (7.126)$$

Keby sa elektromagnetické vlny šírili vo voľnom priestore, potom vo vzdialenosti R (obr. 7.25) by výkon dodávaný do prijímača bol

$$P_{02} = \frac{P_N G_1 G_2 \lambda^2}{(4\pi)^2 R^2} \quad (7.127)$$

Môžeme preto použiť pojem činiteľa tlmenia W a vyjadriť výkon dodávaný do prijímača v podmienkach troposférického rozptylu

$$P_2 = P_{02} W^2 \quad (7.128)$$

Porovnaním vzťahov (7.128) a (7.126) s využitím vzťahu (7.127) môžeme vzťah pre činiteľ tlmenia pri rozptyle elektromagnetických vln v troposfére napísať v tvare

$$W = \frac{2}{R} \sqrt{\frac{V o(\Theta)}{\pi}} \quad (7.129)$$

Efektívnu rozptyľujúcu plochu $o(\Theta)$ možno vyjadriť (1)

$$o(\Theta) \approx \frac{4\pi^2 \lambda}{\Theta^5} \left(\frac{dN \sum}{dH} - \frac{dN \sum}{dH} \right)^2 \quad (7.130)$$

Objem V môžeme za predpokladu, že antény sú rovnaké, vyjadriť pomocou jednoduchých geometrických vzťahov

$$V \approx \frac{1}{8} a R^2 \alpha_v^2 \alpha_H^2 \quad (7.131)$$

kde α_v a α_H uhly polovičného výkonu smerovej charakteristiky v rovine vertikálnej, resp. horizontálnej.

Rozptyl veľmi krátkych vln v troposfére je spojený s kolísaním (fluktuáciami) prenášaných signálov. Pozorujeme fluktuácie rýchle (trvajúce minúty, sekundy a zlomky sekúnd) i fluktuácie pomalé (hodinové až mesačné). Príčinou pomalých fluktuácií intenzity elektrického poľa sú regulárne (napr. sezónne) a náhodné zmeny meteorologických podmienok, špeciálne zmeny stredného gradientu indexu lomu a turbulentných procesov v troposfére. Pri popise podmienok pre príjem signálov šíriacich sa troposférickým rozptylom je preto nutné používať štatistické metódy. Je experimentálne overené, že pomalé zmeny

intenzity elektrického poľa možno najlepšie popísať pomocou logaritmicke – normálneho rozdelenia, na druhej strane rýchle zmeny sa riadia Raileighovým rozdelením.

Štatistický vzťah medzi fluktuáciami intenzity elektrického poľa v dvoch rôznych bodoch priestoru sa vyjadruje pomocou priestorovej korelačnej funkcie $\rho(R)$. Fluktuácie pozorované v dostatočne vzdialených bodoch sú štatisticky nezávislé, pretože rozptýlené vlny prichádzajúce do týchto bodov pochádzajú z rôznych oblastí troposféry, v ktorých náhodné zmeny indexu lomu nie sú štatisticky korelované. Priestorová korelačná funkcia je preto klesajúcou funkciou vzdialenosti. Fluktuácie považujeme za štatisticky nezávislé, keď priestorová korelačná funkcia klesne pod hodnotu

$$\rho(R) \leq \frac{1}{e} \approx 0,37 \quad (7.132)$$

Vzdialenosť R_m , pri ktorej vo vzťahu (7.132) nastáva rovnosť, nazývame polomerom priestorovej korelácie fluktuácií. Vo všeobecnosti R_m nepresahuje obvykle niekoľko desiatok vlnových dĺžok.

Táto skutočnosť sa využíva pre zlepšenie podmienok príjmu rádiových signálov. Ak pre príjem použijeme dve antény vzdialené od seba o viac ako R_m , potom fluktuácie signálov v týchto anténach budú štatisticky nezávislé. Označme $p(E)$ pravdepodobnosť, že intenzita elektrického poľa v mieste antény je menšia ako E . Pravdepodobnosť súčasného poklesu intenzity elektrického poľa v oboch prijímacích anténach je potom $p^2(E)$, čo je omnoho menšie ako pre jednu anténu (zvlášť keď $p(E) \ll 1$).

Ak sa zaujímate o fluktuácie dvoch signálov s rôznymi frekvenciami, možno tvrdiť, že pri veľkom rozdieli frekvencií Δf sú tieto fluktuácie štatisticky nezávislé. Pre popis štatistických vzťahov medzi fluktuáciami dvoch signálov s rozdielnymi frekvenciami definujeme frekvenčnú korelačnú funkciu fluktuácií $\rho(\Delta f)$. Frekvenčný odstup Δf_m , pri ktorom

$$\rho(\Delta f) = \frac{1}{e} \quad (7.133)$$

nazývame odstupom frekvenčnej korelácie fluktuácií.

Odstránenie frekvenčnej korelácie signálov, ktoré sa líšia o frekvencie

$$\Delta f \gg \Delta f_m \quad (7.134)$$

má dvojaký význam pre prácu rádiokomunikačných systémov. Na jednej strane sa využíva pre zlepšenie podmienok príjmu (podobne ako odstránenie priestorovej korelácie), na druhej strane odstup korelácie Δf_m určuje šírku frekvenčného pásma, ktoré možno preniesť bez skreslenia. Ak šírka frekvenčného pásma prenášaného signálu je menšia ako Δf_m , potom fluktuácie jednotlivých zložiek signálu sú silne korelované a nedochádza k jeho skresleniu. Ak však šírka pásma omnoho prevyšuje Δf_m , potom fluktuácie jednotlivých spektrálnych zložiek signálu nie sú korelované a signál je silne skreslený. Prostredie, v ktorom sa šíri signál, má teda určité “frekvenčné pásmo priepustnosti” ohraničujúce prípustnú šírku pásma signálu.

3.4. Tlmenie elektromagnetických vln v troposfére

Doteraz sme skúmali vplyv troposféry na šírenie elektromagnetických vln s uvažovaním jej nehomogénosti. Tento vplyv sa prejavoval zakrivením trajektórie (lúča) a rozptylom. Pritom sme predpokladali, že troposféra je priehľadná pre elektromagnetické vlny, t. j. má nulové tlmenie. Bohatý experimentálny materiál získaný pri využití rádiových spojov v širokom frekvenčnom rozsahu ukazuje, že tento predpoklad je oprávnený pre všetky meteorologické podmienky len pre elektromagnetické vlny s vlnovou dĺžkou $\lambda > 10 \text{ cm}$. Kratšie elektromagnetické vlny sa v troposfére šíria s tlmením, ktoré pri niektorých meteorologických podmienkach môže byť také veľké, že bráni nadviazaniu rádiového spojenia.

Rozlišujeme štyri druhy tlmenia elektromagnetických vln v troposfére:

1. tlmenie spôsobené atmosférickými zrážkami (dážď, hmla, sneh), 2. molekulárna absorpcia, 3. rozptyl na časticiach, 4. tlmenie v pevných časticiach (prach, dym apod.) Posledné dva druhy tlmenia majú význam len pre najkratšie vlny patriace do pásma viditeľného svetla.

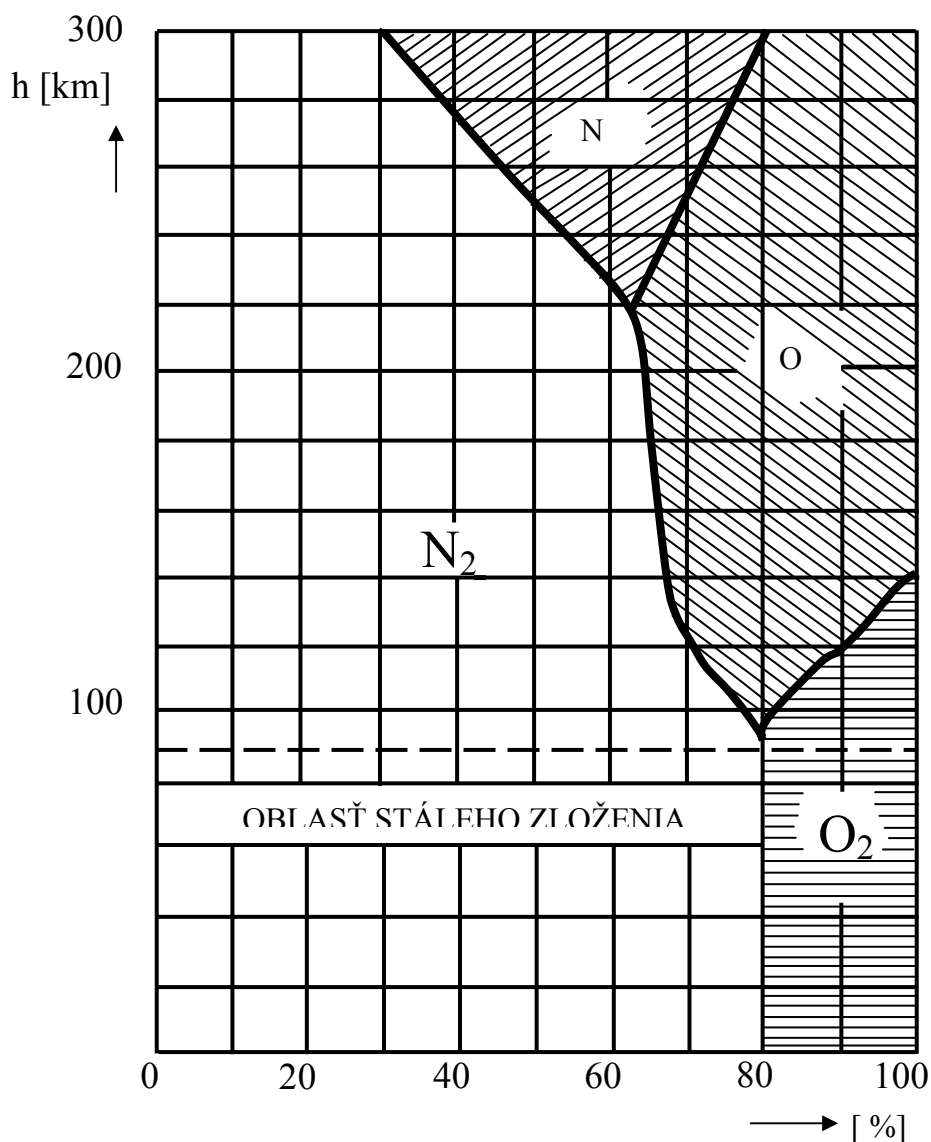
Tlmenie vplyvom atmosférických zrážok. Možno rozlíšiť dve príčiny tlmenia elektromagnetických vln kvapôčkami vody: a) Kvapku vody môžeme považovať za polovodičové prostredie, v ktorom elektromagnetická vlna indukuje prúdy, ktorých hustota pri veľmi vysokých frekvenciách môže byť veľká. Straty energie spôsobené týmito prúdmi prispievajú k tlmeniu. b) Prúdy indukované v kvapkách vody sú zdrojmi, sekundárneho žiarenia, spôsobujúcimi rozptyl elektromagnetických vln, pričom intenzita po ňu klesá podobne ako pri absorpcii.

Molekulárna absorpcia. Elektromagnetické vlny s vlnovou dĺžkou $\lambda < 1,5 \text{ cm}$ pôsobia priamo na jednotlivé častice (molekuly) plynov, z ktorých je zložená troposféra. Energia elektromagnetických vln sa spotrebúva na vybudenie atómov a molekúl plynu do stavov s vyššou energiou. Pretože dovolené hladiny energie sú diskrétné, uvedené javy majú rezonančný (selektívny) charakter. Najväčší význam majú molekuly kyslíka (O_2) a vodné pary. Pre kyslík existujú lokálne maximá tlmenia pri vlnových dĺžkach 0,5 cm a 0,25 cm, pre vodné pary – 1,35 cm, 1,5 mm a 0,75 mm. Tlmenie spôsobené absorpciou molekulami O_2 je približne konštantné (pre danú frekvenciu), tlmenie spôsobené vodnými parami veľmi závisí od vlhkosti vzduchu, preto sa často mení.

4.ŠÍRENIE IONOSFÉRICKÝCH ELEKTROMAGNETICKÝCH VĹN

4.1.Vlastnosti ionosféry

Ionosférou nazývame ionizovanú časť atmosféry, ktorá sa nachádza vo výškach nad 60 km. Výsledky merania ukazujú, že do výšky asi 90 km má atmosféra rovnaké zloženie ako pri povrchu Zeme. Vo veľkých výškach rozdiely v molekulovej hmotnosti jednotlivých plynov spôsobujú rozvrstvenie atmosféry: ťažšie plyny sa sústreďujú v nižších výškach. V zriedenej atmosfére dochádza vplyvom slnečného žiarenia k disociácii molekúl kyslíka a dusíka. Molekuly týchto plynov pohlcujú kvantá energie a rozštiepia sa na atómy. Disociácia O_2 začína od výšky asi 90 km, disociácia N_2 od výšky > 220 km. Orientačné zloženie atmosféry je znázornené na obr.7.26.



Obr.7.26 Zloženie atmosféry

Ionizáciou plynu rozumieme odstránenie jedného alebo viacerých elektrónov z atómov plynu. Na odstránenie jedného elektrónu z atómového obalu je potrebné vykonať tzv. ionizačnú prácu W. V prípade, že príčinou ionizácie je interakcia s časticami (napr. fotónmi) s energiou kvanta hf , potom ionizácia môže nastať, ak je splnená podmienka

$$hf \geq W \quad (7.135)$$

kde h je Planckova konštanta ($h=6,63 \cdot 10^{-34}$ Js) a f je frekvencia. Ionizačné práce pre základné plyny v atmosfére sú uvedené v tab.7.4, z ktorej vyplýva, že ionizáciu atomárneho kyslíka O môže spôsobiť len ultrafialové žiarenie.

Základným zdrojom ionizácie atmosféry je Slnko. Fotosféra s teplotou asi 6000 K vyžaruje elektromagnetické vlny s veľmi širokým spektrom frekvencií. Chromosféra a koróna s teplotou rádovo $2 \cdot 10^6$ K sú zdrojmi ultrafialového žiarenia ($\lambda \approx 2$ až 30nm) a mäkkého röntgenového žiarenia ($\lambda = 0,8$ až 2 nm). Okrem toho vyžaruje elektróny a iné častice, ktoré tvoria korpuskulárne žiarenie.

Tab.7.4. Ionizačná práca plynov v atmosfére

Plyn	Vlnová dĺžka ionizujúcej vlny[nm]	Ionizačná práca[eV]
O ₂	102,6	12,2
O	91	13,6
N ₂	79,5	15,5
N	85	14,5

Okrem Slnka sa na ionizácii atmosféry zúčastňuje vyžarovanie hviezd, kozmické žiarenie, kozmický prach a meteóry.

Súčasne so vznikom elektrónov a iónov prebieha v atmosfére i opačný proces- rekombinácia, pri ktorej sa vyžaruje energia rovná ionizačnej práci. Pravdepodobnosť rekombinácie je tým väčšia, čím je vyššia koncentrácia elektrónov a iónov, ktorá závisí od intenzity ionizácie. Preto medzi ionizáciou a rekombináciou existuje dynamická rovnováha.

V skutočnosti sa podmienky ionizácie pomaly menia, preto vznikajú i fluktuácie hustoty elektrónov v atmosfére. Pretože hlavným ionizačným činiteľom je Slnko, hustota elektrónov sa mení s dennou dobou – najväčšia je ráno a dopoludnia. Popoludní začína postupne prevládať rekombinácia. Ionizácia však nie je nulová ani v noci, pretože najvyššie vrstvy atmosféry zostávajú trvalo ionizované.

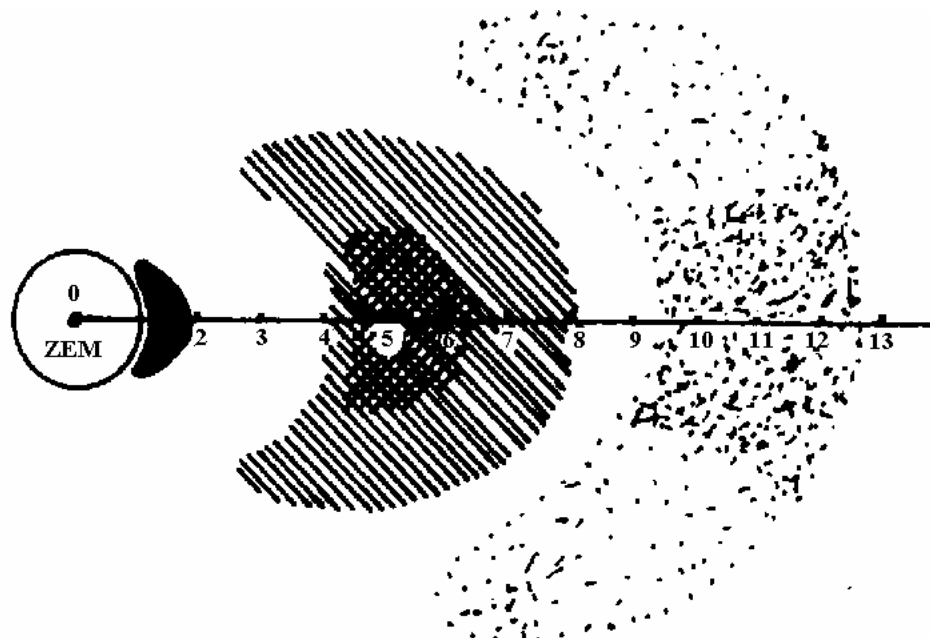
Okrem denných zmien pozorujeme i sezónne a dlhodobé zmeny, ktoré sú spojené so zmenami slnečnej aktivity.

V dôsledku rôznych ionizačných mechanizmov a nehomogenity atmosféry je i rozloženie hustoty elektrónov v ionosfére nerovnomerné, vyznačuje sa vrstevnatou štruktúrou. Na základe výsledkov experimentov sa ustálilo rozdelenie ionosféry na štyri vrstvy(tab.7.5): D -od 60 do 90km, E – od 100 do 120km, F_1 - od 180 do 240km(vzniká iba v letnom období) a F_2 - od 230 do 400km. V noci zanikajú vrstvy D a F_1 , zostávajú iba vrstvy E a F_2 , pričom hustota elektrónov v nich výrazne klesá. Vrstvy D, E a F_1 sa vyznačujú veľkou stabilitou, t. j.

zmeny hustoty elektrónov sa opakujú každý deň. Okrem uvedených vrstiev sa niekedy objaví silne ionizovaná vrstva (tzv. sporadická vrstva) E_s . Táto vrstva môže vzniknúť v ľubovoľnom čase a ročnom období, v stredných zemepisných šírkach sa však najčastejšie vyskytuje cez deň v letnom období.

V ionosfére vznikajú rôzne poruchy, ktoré majú charakter tzv. ionosférických vetrov alebo vírov (turbulencií). Tieto javy sú spojené s gravitačným a tepelnými účinkami Mesiaca a Slnka. Okrem toho vznikajú v atmosfére tzv. ionosférické búrky, pri ktorých môže prakticky zaniknúť i vrstva F_2 .

Okrajové(najvyššie) vrstvy ionosféry tvoria tzv. Van Allenove oblasti (obr.7.27), ktoré obklopujú zemeguľu a tvoria ich vysokoenergetické častice pohybujúceho sa po závitových trajektóriách pozdĺž siločiar magnetického poľa Zeme (geomagnetického poľa).



Obr.7.17.Van Allenove zóny

4.2. Šírenie elektro. vln v homogénnej plazme

Predpokladajme, že v homogénnej plazme (ionizovanom plyne) s koncentráciou elektrónov A , v ktorej elektrón vykoná za 1s \mathcal{G} zrážok s neutrálnymi časticami, sa šíri v smere osi x lineárne polarizovaná rovinná elektromagnetická vlna, pričom vektor intenzity elektrického poľa má smer osi z . Hmotnosť elektrónu nech je m a jeho náboj e . Sila, ktorou pôsobí elektrické pole vlny na elektrón, je

$$F = eE_m e^{j\omega t} \quad (7.136)$$

kde ω je kruhová frekvencia a E_m amplitúda intenzity elektrického poľa. Vplyvom tejto sily elektrón vykonáva pohyb v smere osi z . V každom okamihu je sila F v rovnováhe so zotrvačnou silou $m(d^2z/dt^2)$ a silou trenia, ktorá vzniká v dôsledku zrážok elektrónu s neutrálnymi časticami a rovná sa $\mathcal{G}m(dz/dt)$. Pohybová rovnica elektrónu má potom tvar

$$eE = m \frac{d^2z}{dt^2} + \mathcal{G}m \frac{dz}{dt} \quad (7.137)$$

ktorej riešenie je

$$z = z_m e^{j\omega t} \quad (7.138)$$

Ak vyjadríme rýchlosť pohybu elektrónu (dz/dt) pomocou rýchlosti zmien elektrického poľa (dE/dt) , dostaneme

$$\frac{e}{j\omega} \frac{dE}{dt} = m(\mathcal{G} + j\omega) \frac{dz}{dt} \quad (7.139)$$

odkiaľ po úprave dostaneme

$$\frac{dz}{dt} = \left[-\frac{e}{m(\omega^2 + \mathcal{G}^2)} - j \frac{\mathcal{G}e}{\omega m(\omega^2 + \mathcal{G}^2)} \right] \frac{dE}{dt} \quad (7.140)$$

Pretože v objeme $1m^3$ je A elektrónov, pre hustotu vodivostného prúdu platí

$$J_e = Ne \frac{dz}{dt} \quad (7.141)$$

celková hustota prúdu je súčtom hustoty vodivostného prúdu J_e a posuvného prúdu

$$J_p = \varepsilon_0 \frac{dE}{dt} \quad (7.142)$$

a môžeme ju využitím (7.140), (7.141) a (7.142) vyjadriť v tvare

$$J = J_e + J_p = \left[\varepsilon_0 - \frac{Ne^2}{m(\omega^2 + \mathcal{G}^2)} - j \frac{N\mathcal{G}e^2}{\omega m(\omega^2 + \mathcal{G}^2)} \right] \frac{dE}{dt} \quad (7.143)$$

Výraz v hranatej zátvorke vzťahu (7.143) má charakter komplexnej permitivity

$$\varepsilon'_i = \varepsilon_i - j \frac{o_i}{\omega} \quad (7.144)$$

kde index i sme označili, že ide o ionizované prostredie.

Porovnaním vzťahov (7.144) a (7.143) môžeme vyjadriť ekvivalentnú permitivitu a ekvivalentnú vodivosť ionizovaného plynu

$$\varepsilon_i = \varepsilon_0 - \frac{e^2 N}{m} \frac{1}{\omega^2 + \mathcal{G}^2} \quad (7.145)$$

$$o_i = \frac{e^2 N}{m} \frac{\mathcal{G}}{\omega^2 + \mathcal{G}^2} \quad (7.146)$$

Pre väčšinu elektromagnetických vln platí

$$\omega^2 \gg \mathcal{G}^2 \quad (7.147)$$

Potom môžeme (7.145)a (7.146) zjednodušiť

$$\varepsilon_i = \varepsilon_0 - \frac{e^2 N}{m} \frac{1}{\omega^2} \quad (7.148)$$

$$o_i = \frac{e^2 N}{m} \frac{\mathcal{G}}{\omega^2} \quad (7.149)$$

Relatívnu permitivitu ionizovaného plynu môžeme napísať v tvare

$$\varepsilon_{ri} = \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_0} = 1 - \frac{e^2 N}{m \varepsilon_0} \frac{1}{\omega^2} \quad (7.150)$$

Veličina $\sqrt{\frac{e^2 N}{m \varepsilon_0}}$ má rozmer frekvencie a nazýva sa plazmová frekvencia.

$$\omega_0 = 2\pi f = \sqrt{\frac{e^2 N}{m \varepsilon_0}} \quad (7.151)$$

Ak dosadíme do vzťahu (7.151) známe konštanty e , m a ε_0 , dostaneme

$$f_0 = \sqrt{80,8N} \quad (7.152)$$

Vzťah pre relatívnu permitivitu plazmy môžeme potom napísať v tvare

$$\varepsilon_{ri} = 1 - \frac{f_0^2}{f^2} < 1 \quad (7.153)$$

Pretože ekvivalentné parametre ε_{ri} a o_i závisia od frekvencie, ionizovaný plyn je disperzným prostredím.

Vzhľadom na to, že hmotnosť jadier atómov je asi 10^4 - krát väčšia ako hmotnosť elektrónov, môžeme vplyv iónov na šírenie elektromagnetických vln zanedbať v porovnaní s vplyvom elektrónov.

4.3. Šírenie elektromagnetických vln v plazme s vrstevnatou štruktúrou

Koncentrácia elektrónov v ionosfére je funkciou výšky, t. j. veličiny ε a σ závisia od polohy. Ionosféra je preto nehomogénnym prostredím. Vplyv ionosféry na šírenie elektromagnetických vln (odraz a lom) možno vysvetliť zmenami elektrickej permitivity ako funkcie výšky nad Zemou. V prvom priblížení možno považovať ionosféru za nehomogénne prostredie s vrstevnatou štruktúrou. Podobný model sme použili pri analýze šírenia elektromagnetických vln v troposfére. Treba si však uvedomiť, že ne rozdiel od troposféry, kde sa elektrická permitivita mení v malom rozsahu a je blízka jednotke, permitivita ionosféry môže v závislosti od frekvencie nadobúdať hodnoty menšie ako 1. Vo všeobecnosti ε_{ri} môže nadobúdať hodnoty blízke alebo rovné nule. Pri týchto hodnotách ε_{ri} vlnová dĺžka elektromagnetickej vlny v ionosfére je omnoho väčšia ako vlnová dĺžka vo voľnom priestore, takže na vzdialenostiach porovnateľných s vlnovou dĺžkou sa môžu parametre podstatne meniť.

Predpokladajme, že elektromagnetická vlna s frekvenciou f dopadá kolmo na ionosféru, ktorá pozostáva z rovinných homogénnych vrstiev. Index lomu ionosféry závisí od výšky, pokiaľ elektrická permitivita je

$$\varepsilon_{ri} = 1 - \frac{80,8N(H)}{f^2} > 0 \quad (7.154)$$

a index lomu

$$n = \sqrt{\varepsilon_{ri}} = \sqrt{1 - \frac{80,8N(H)}{f^2}} \quad (7.155)$$

je reálne veličina. Šírenie elektromagnetickej vlny v ionosfére sa v tomto prípade kvalitatívne nelíši od šírenia vlny v troposfére. Ak zmenšíme frekvenciu signálu f , potom aj hodnota indexu lomu a sa zmenší. Pri frekvencii f rovnjej plazmovej frekvencii f_0

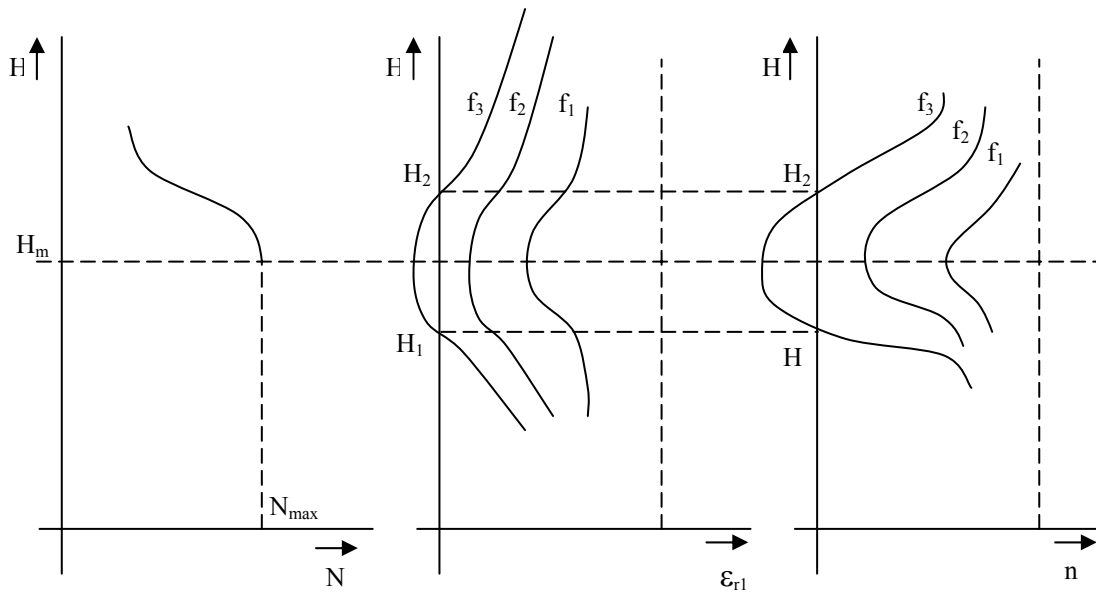
$$f = f_0(H) = \sqrt{80,8N(H)} \quad (7.156)$$

elektrická permitivita a index lomu nadobúda nulovú hodnotu, t. j. elektromagnetická vlna sa nemôže takýmto prostredím šíriť. Zo zákona zachovania energie vyplýva, že takáto elektromagnetická vlna sa odrazí podobne ako od povrchu vodiča. Ak zväčšujeme frekvenciu signálu, odraz elektromagnetickej vlny vzniká v dôsledku výškovej závislosti $N(H)$ v čoraz väčšej výške, pokiaľ nedosiahneme výšku, pri ktorej $N(H) = N_{\max}$. Maximálna frekvencia, pri ktorej sa vertikálne vyžiarená elektromagnetická vlna odráža od ionosféry, sa nazýva kritickou frekvenciou a platí pre ňu vzťah

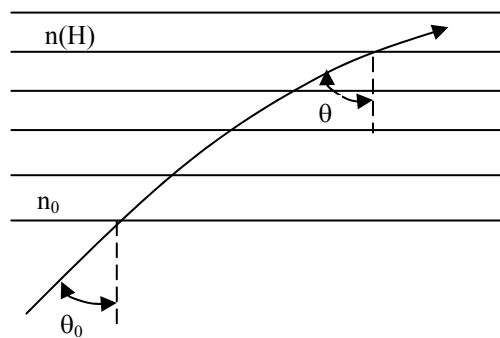
$$f_{kr} = \sqrt{80,8N_{\max}} \quad (7.157)$$

Pri frekvenciách $f > f_{kr}$ sa elektromagnetická vlna od ionosféry neodráža; ionosféra sa stáva priezračnou.

Závislosti súčiniteľa lomu, permitivity a indexu lomu od výšky a frekvencie sú znázornené na obr.7.28. Odraz od ionosféry vzniká pri frekvencii f_3 .



Obr. 7.28. Frekvenčná závislosť odrazu a prechodu elektromagnetickej vlny pri kolmom dopade na nehomogénnu iónosféru



Obr. 7.29. Šikmý dopad elektromagnetickej vlny na vrstevnatú iónosféru

Pri šikmom dopade elektromagnetickej vlny na vrstevnatú ionosféru môžeme rovnicu trajektórie vlny vstupujúcej do ionosféry pod uhlom Θ_0 (obr.7.29) napísať v tvare

$$n \sin \Theta = n_0 \sin \Theta_0 \quad (7.158)$$

pričom index lomu $n_0 = 1$. Elektromagnetická vlna sa vráti na Zem, ak v bode obratu $\sin \Theta = 1$. Podmienku návratu vlny na Zem môžeme potom napísať v tvare

$$n = \sin \Theta_0 \quad (7.159)$$

alebo

$$\sqrt{1 - \frac{80,8N(H)}{f^2}} = \sin \Theta_0 \quad (7.160)$$

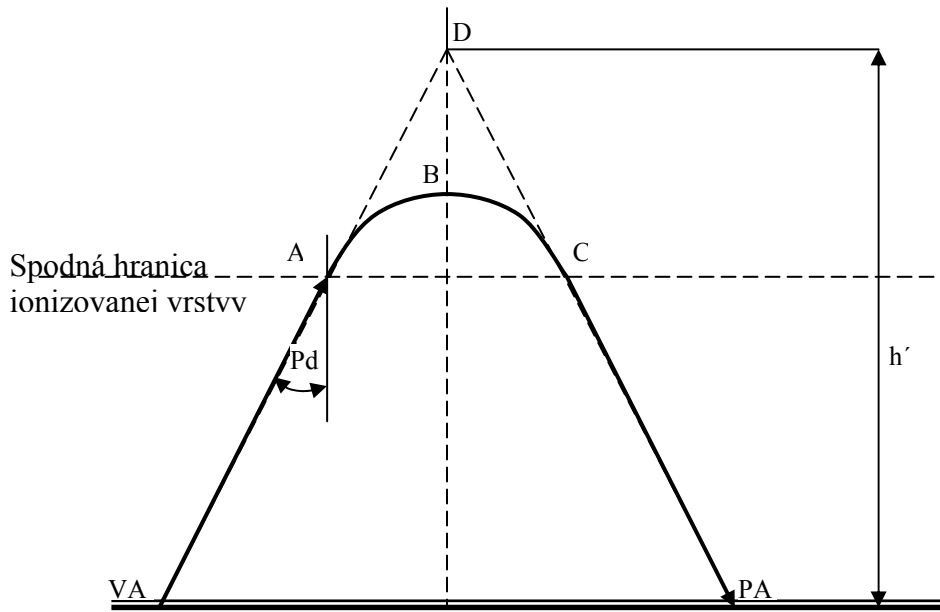
odkiaľ

$$f = \sqrt{80,8N(H)} \sec \Theta_0 = f_0 \sec \Theta_0 \quad (7.161)$$

Zo vzťahu (7.161) vyplývajú dva dôležité závery:

1. Elektromagnetická vlna s frekvenciou f dopadajúca na ionosféru pod uhlom Θ_0 a vlna s frekvenciou f_0 sa odráža v rovnakej výške.

2. Pri danom uhle dopadu Θ_0 odraz vlny nastáva v tým väčšej výške, čím je väčšia jej frekvencia.



Obr. 7.30. Určenie relatívnej výšky odrazu

Výška priesečníka D predĺženia trajektórie vlny vstupujúcej do ionosféry a vlny vystupujúcej z ionosféry sa nazýva relatívna výška odrazu. (obr. 7.30). Zväčšovaním frekvencie vlny sa bod obratu dostáva do oblasti, kde $N(H) = N_{\max}$, t. j. $f_0 = f_{kr}$. Potom

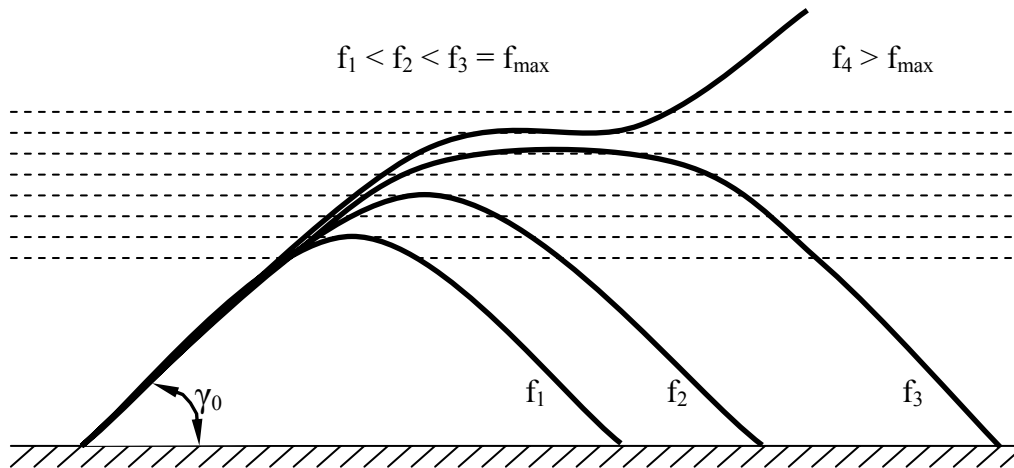
$$f_{\max}(\Theta_0) = f_{kr} \sec \Theta_0 \quad (7.162)$$

Frekvenciu f_{\max} určenú vzťahom (7.162) nazývame maximálnou frekvenciou. Je funkciou dopadu Θ_0 . Ak meníme uhol dopadu v rozsahu od 0 do $\pi/2$, maximálna frekvencia sa mení od $f_{\max} = f_{kr}$ do $f_{\max} = \infty$.

Pri danom uhle dopadu Θ_0 a frekvencie menšej ako je maximálna frekvencia, vzdialenosť bodu dopadu na Zem pre elektromagnetickú vlnu odrazenú od ionosféry rastie so zväčšovaním sa frekvencie signálu, pretože podľa vzťahu (7.113) platí

$$R_K = -\frac{n}{\frac{dn}{dH} \cos \gamma_0} = \frac{n^2 r^2}{40,4 \cos \gamma_0 \frac{dN(H)}{dH}} \quad (7.163)$$

kde $\gamma_0 = (\pi/2) - \Theta_0$. So zväčšovaním frekvencie polomer krivosti trajektórie R_K sa zväčšuje v dôsledku znižovania derivácie dN/dH (obr. 7.31). Keď sa frekvencia signálu blíži maximálnej frekvencii, polomer krivosti sa zväčšuje tak, že odrazená vlna dopadá na povrch Zeme vo veľkej vzdialenosti od vysielača. Pri veľkej frekvencii $f_4 > f_{\max}$ vlna vstupuje do oblasti klesajúceho gradientu koncentrácie elektrónov, polomer krivosti trajektórie mení znamienko, t. j. trajektória sa odchyľuje od výšky a vlna nedosiahne povrch Zeme.



Obr. 7.31. Závislosť dopadu odrazenej elektromagnetickej vlny od frekvencie

Ak uvažujeme zakrivenie zemského povrchu, potom analogickým spôsobom ako pri analýze šírenia elektromagnetických vln v troposfére môžeme podmienku návratu vlny k Zemi napísať v tvare

$$n(R + H) = R \sin \Theta_0 \quad (7.164)$$

kde R je polomer Zeme. Odkiaľ

$$f = \frac{\sqrt{80,8N(H)}}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 \Theta_0}{\left(1 + \frac{H}{R}\right)^2}}} = \frac{f_0}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 \Theta_0}{\left(1 + \frac{H}{R}\right)^2}}} \quad (7.165)$$

Porovnaním vzťahov (7.165) a (7.161) vidíme, že tieto vzťahy dávajú rovnaké výsledky pri vertikálnom dopade vlny na ionosféru ($\Theta_0 = 0$). Uhlová závislosť maximálnej frekvencie však je daná vzťahom

$$f_{\max}(\Theta_0) = \frac{f_{kr}}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 \Theta_0}{\left(1 + \frac{H_m}{R}\right)^2}}} \quad (7.166)$$

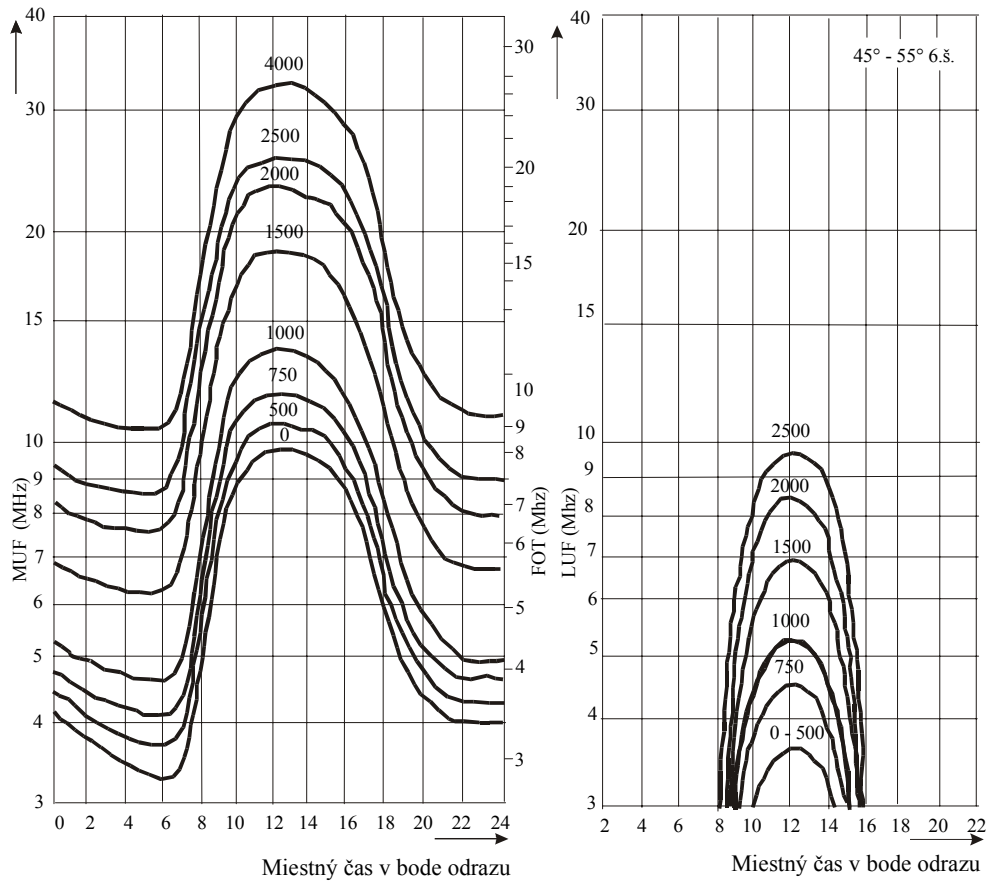
z ktorého vyplýva, že pre vlnu vyžiarenú rovnobežne s povrchom Zeme ($\Theta_0 = \pi/2$) maximálna frekvencia má konečnú hodnotu.

$$f_{\max} = \frac{f_{kr}}{\sqrt{1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{H_m}{R}\right)^2}}} \quad (7.167)$$

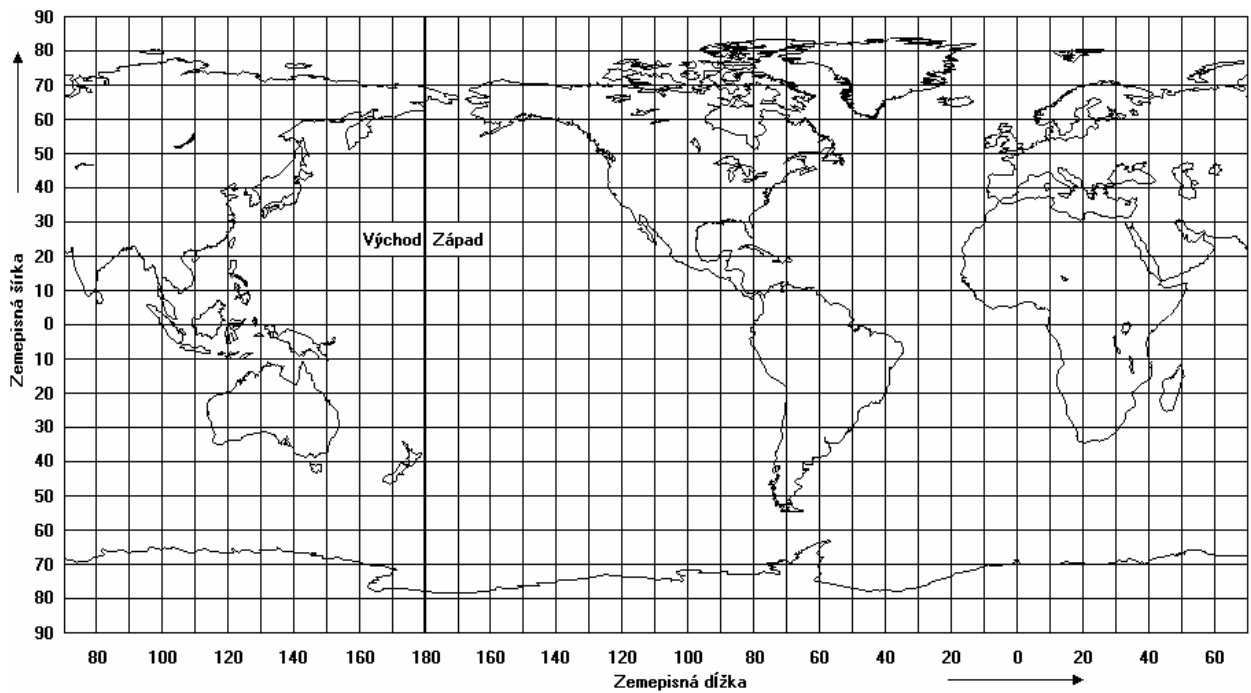
Doteraz sme neuvažovali vplyv zemského magnetického poľa na vlastnosti ionosféry. Z teórie elektromagnetického poľa (11)vieme, že plazma v magnetickom poli má anizotropné vlastnosti. V dôsledku toho sa lineárne polarizovaná vlna, ktorej vektor polarizácie nie je rovnobežný so smerom zemského magnetického poľa, rozloží na dve elipticky polarizované vlny (tzv. riadnu a mimoriadnu vlnu) šíriace sa rôznymi fázovými rýchlosťami. Tlmenie a kritická frekvencia mimoriadnej vlny sú o niečo väčšie ako vlny riadne.

Pri praktickom návrhu spojov využívajúcich odraz elektromagnetickej vlny od ionosféry je potrebné poznať konkrétne parametre ionosféry v danom mieste a čase. Predovšetkým je potrebné poznať relatívnu výšku odrazu od príslušnej vrstvy ionosféry a maximálnu použiteľnú frekvenciu f_{\max} (MUF, z angl. Maximum Usable Frequency), ktoré sa určujú experimentálne rádiolokačnými metódami. Pretože MUF môže vykazovať malé denné odchyľky, volí sa pre rádiový spoj tzv. optimálna prevádzková frekvencia (FOT, z angl. Frequency Optimum for Transmitting) tak, aby pre 90% dní v mesiaci v danej hodine sa mohlo uskutočniť rádiové spojenie, čomu zodpovedá zníženie maximálnej použiteľnej frekvencie MUF asi o 15%.

Pre frekvencie, ktoré sú príliš nízke v porovnaní s MUF, zväčšuje sa tlmenie elektromagnetických vln v ionosfére a intenzita elektrického poľa v mieste príjmu je malá. Najnižšia použiteľná frekvencia (LUF, z angl. Lowest Usable Frequency) pre danú dĺžku rádiového spoja a pre daný vyžiarený výkon je definovaná ako najnižšia frekvencia, pri ktorej bude príjem ešte prijateľný. Obvykle sa volí vyžiarený výkon 1kW a odstup signál/šum 15 dB.



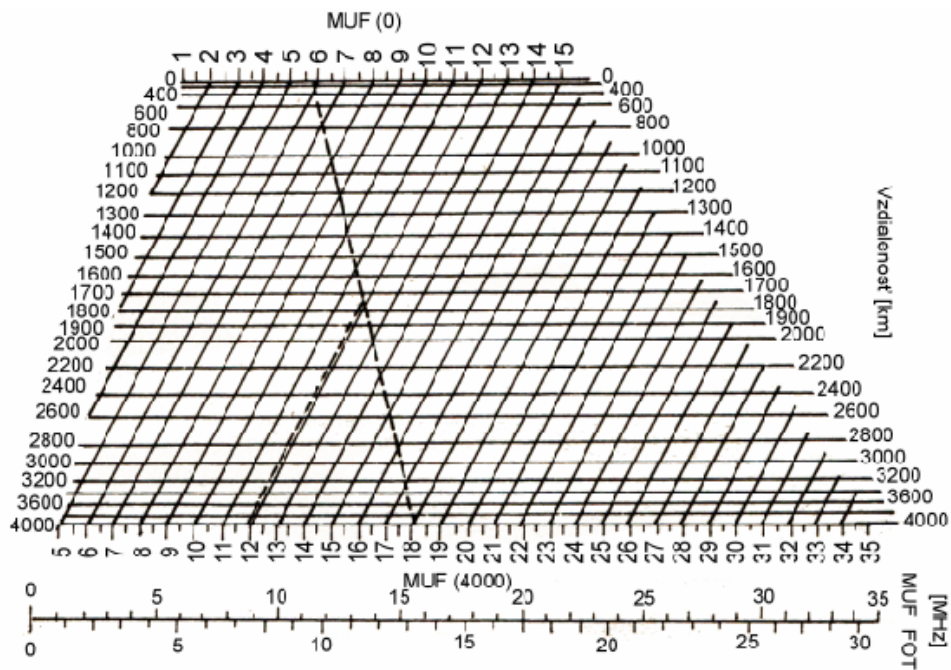
Obr. 7.32. Mesačná ionsférická predpoveď MUF, LUF a FOT na december 1970



7.33. Mapa sveta vo valcovej projekcii

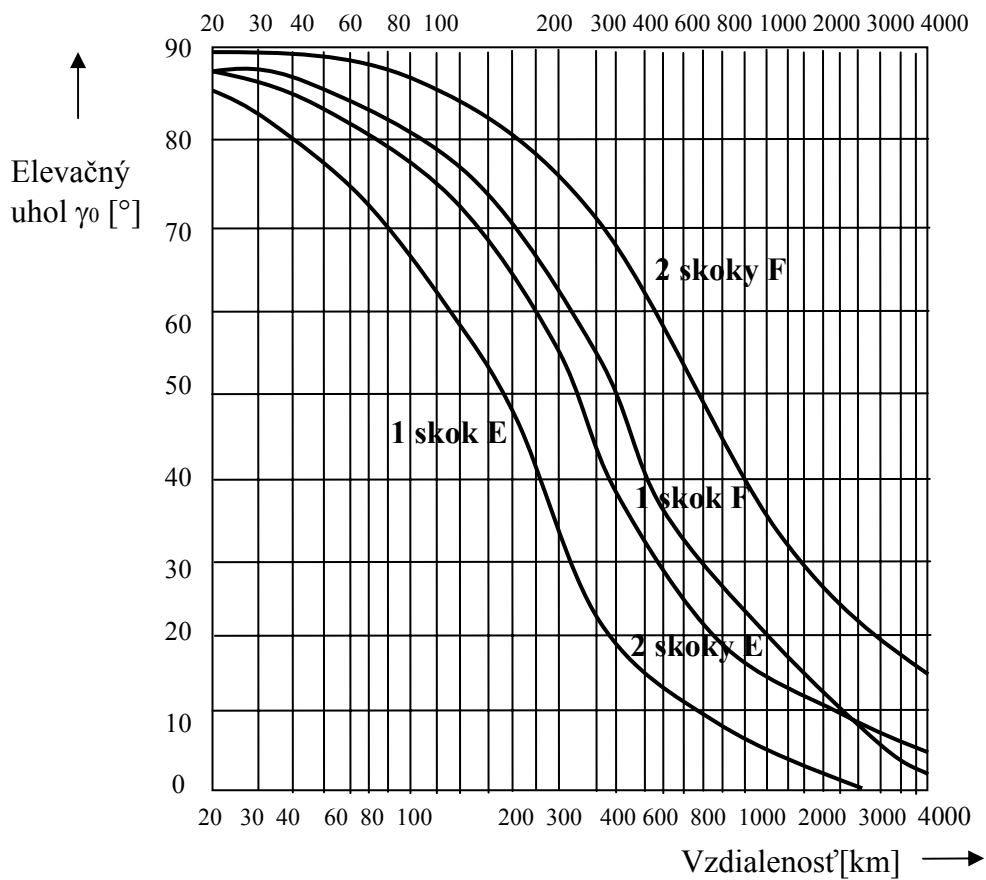
Frekvencie MUF a LUF sa menia v priebehu dňa, roka aj v priebehu jedenásťročnej periódy slnečnej aktivity. Možno ich zistiť v každom čase meraním, ale pre navrhovanie rádiových spojov ich musíme poznať dopredu. Preto sa vydávajú ionosférické predpovede(regionálne, celosvetové, krátkodobé, dlhodobé a pod.). Napr. v Československu vydáva Geofyzikálny ústav ČSAV mesačne predpovede MUF, FOT a LUF platné pre oblasť medzi 45. a 55. stupňom severnej zemepisnej šírky (obr.7.32).

Pri návrhu rádiového spoja musíme určiť MUF a LUF v mieste odrazu v miestnom čase. Najdlhšia vzdialenosť, ktorú možno preklenúť jedným skokom(jedným odrazom od ionosféry) je 4000km. Pri väčšej dĺžke spoja je potrebné trasu rozdeliť tak, aby dĺžka skokov nebola väčšia ako 4000km. Na určenie dĺžky trasy a súradníc polohy vysielača, prijímača a bodov odrazu sa používa mapa sveta vo valcovej projekcii(obr.7.33). Na obr.7.34 sú v rovnakej projekcii nakreslené plnými čiarami hlavné kružnice(trajektórie vln) a čiarkované krivky, ktoré udávajú vzdialenosť vždy po 1000km a podľa nich sa určuje dĺžka trasy tak, že sa tieto dva obrázky prekryjú, pričom vysielačacia anténa musí ležať na tej istej hlavnej kružnici ako prijímač. Z miestneho času a zemepisných súradníc miesta odrazu sa pomocou ionosférickej predpovede určí MUF a FOT. Svetová ionosférická predpoveď je spravidla vo forme dvoch diagramov – pre dĺžku skoku 0km a 4000km. Pre iné hodnoty sa MUF určuje pomocou nomogramu na obr.7.35.



Obr.7.35.Nomogram na určenie MUF a FOT pre ľubovoľnú vzdialenosť

Elevačný uhol pre spojenie ionosférickou vlnou možno určiť z grafu na obr.7.36.



Obr.7.36.Diagram na určenie optimálneho elevačného uhla

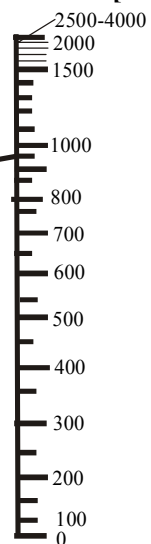
MUF (2000) E, [MHz]



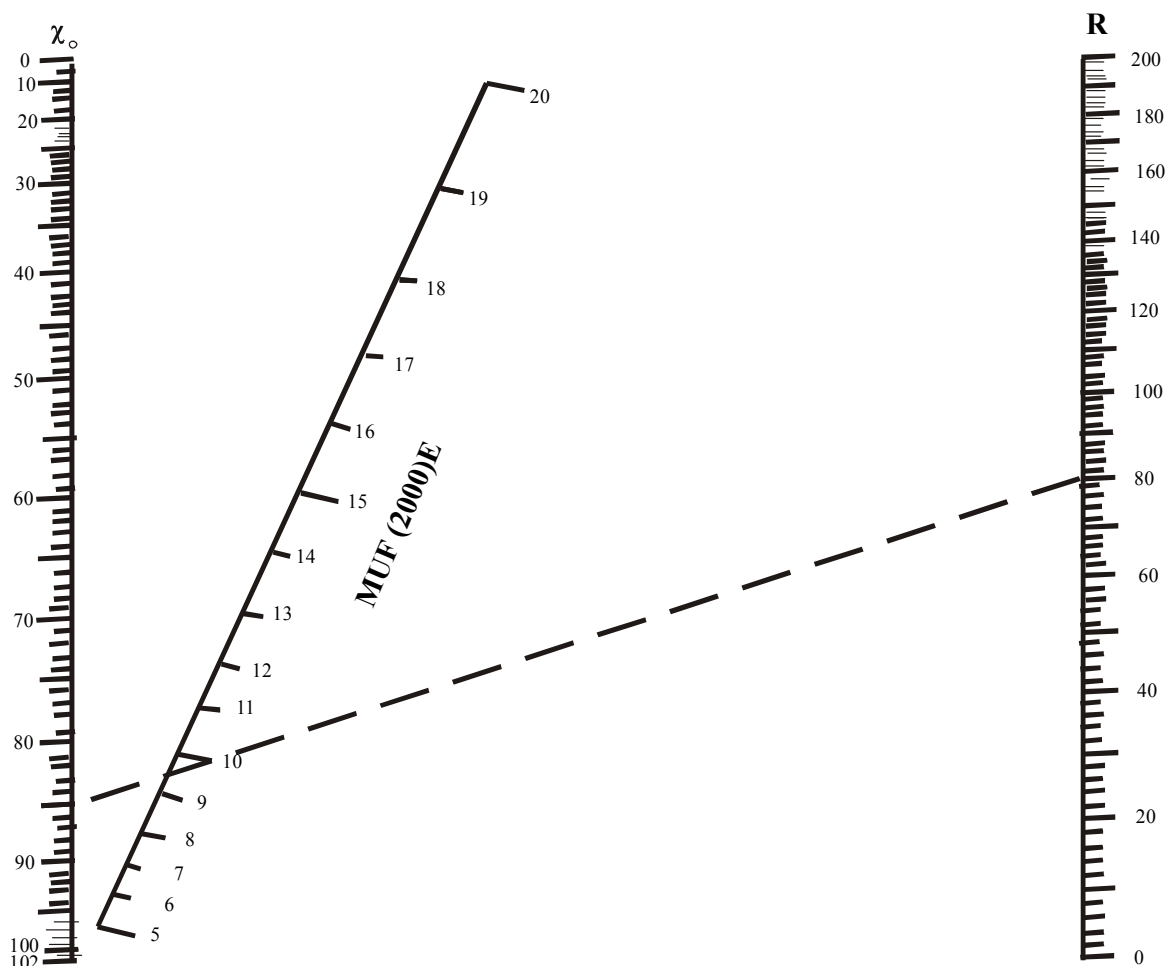
MUF, [MHz]



Vzdialenosť [km]



Obr. 7.37. Nomogram na určenie MUF ionosférických vrstiev E a E_s



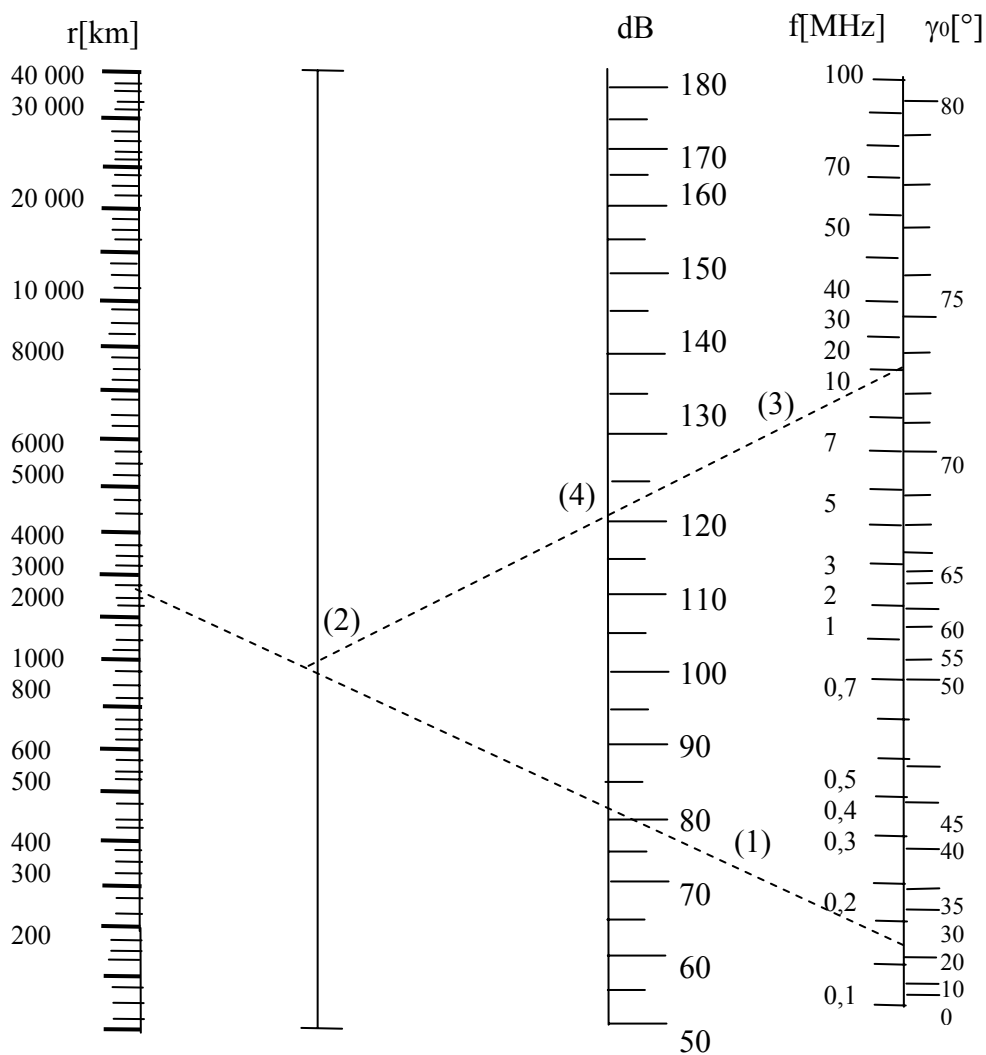
Obr. 7.38. Nomogram na určenie MUF vrstiev E a E_s pomocou zenitovej vzdialenosti Slnka χ_0 a čísla slnečných škvŕn **R**

Na obr.7.37 je nomogram na určenie MUF vrstiev E a E_s . Hodnota MUF pre danú trasu je maximum z hodnoty pre F_2, E a E_s . Pretože vlastnosti vrstiev E a E_s závisia od zenitovej vzdialenosti Slnka χ_0 a čísla slnečných škvŕn **R**, je potrebné tieto parametre brať do úvahy. Na obr.7.38 je uvedený nomogram na určenie MUF vrstiev E a E_s pomocou uvedených parametrov.

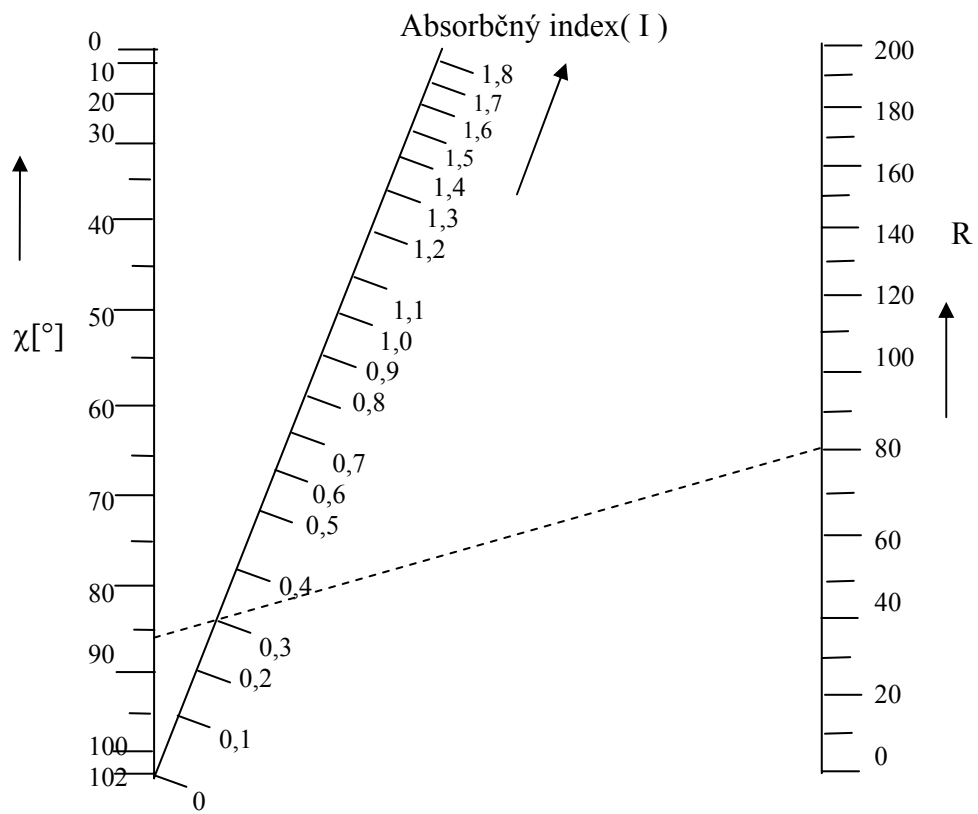
Presný výpočet intenzity elektrického a magnetického poľa ionosférickej vlny je prakticky nemožný, pretože nie sú známe potrebné údaje o náhodne sa meniacich ionosférických vrstvách. Technické metódy výpočtu umožňujú predpovedať len pravdepodobné hodnoty intenzity poľa v mieste príjmu. Pri výpočtoch sa vychádza z predpovede tzv. netlmenej intenzity elektrického poľa, ktorú možno určiť pomocou nomogramu na obr.7.39. Potom je potrebné brať do úvahy tlmenie vznikajúce pri odrazoch od zemského povrchu a tlmenie vplyvom ionosféry (absorbčný index I pre ionosférickú vrstvu E možno určiť z nomogramu na obr.7.40).

Charakteristickým javom pri šírení ionosférických elektromagnetických vln je únik, ktorý spôsobuje fluktuácie intenzity poľa v mieste príjmu. Únik vzniká ako dôsledok nestálosti jednotlivých ionosférických vrstiev. Elektromagnetická vlna sa šíri po niekoľkých trajektóriách, ktorých vzájomné vzťahy sú nekorelované. Výsledná vlna je superpozíciou týchto svojich zložiek, ktoré majú náhodne sa meniacu amplitúdu a fázu. Únik ohraničuje spoľahlivosť ionosférických rádiových spojov.

Využitie ionosférických vln je charakteristické pre rádiové spojenie na krátkych vlnách na vzdialenosti rádovo 10^2 až 10^3 km s využitím odrazu od vrstvy F_2 .



Obr.7.39.Nomogram na určenie netlmenej intenzity elektrického poľa pre izotropnú vysielaciu anténu



Obr.7.40.Nomogram na určenie absorbného indexu vrstvy E pomocou zenitovej vzdialenosti Slnka χ_0 a čísla slnečných škvŕn R